

МАГНЕТСОПРОТИВЛЕНИЕ СЛАБОДОПИРОВАННЫХ КРИСТАЛЛОВ $TmBa_2Cu_3O_x$. ПЕРЕОРИЕНТАЦИЯ АНТИФЕРРОМАГНИТНОЙ СТРУКТУРЫ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Е.Б.Амитин¹⁾ А.Г.Байкалов, А.Г.Блинов, Л.А.Боярский, В.Я.Диковский, К.Р.Жданов, М.Ю.Каменева, Л.П.Козеева, А.П.Шелковников

Институт неорганической химии Сибирского отделения РАН, Новосибирский госуниверситет

630090 Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию 15 июля 1999 г.

Магнетосопротивление слабодопированных монокристаллов системы $TmBa_2Cu_3O_x$ исследовано в интервале температур 4.2–300 К и магнитных полей до 12 Тл. Для антиферромагнитного образца ($x = 6.3$) в случае, когда ток и поле лежат в плоскости ab , магнетосопротивление есть сумма анизотропной и фоновой компонент. Наличие анизотропной компоненты связывается с перестройкой антиферромагнитной доменной структуры в магнитном поле.

PACS: 74.25.Fy, 74.72.-h, 75.50.Ee

Коренное изменение свойств соединений $RBa_2Cu_3O_x$ от нормального антиферромагнитного металла до сверхпроводника в узком диапазоне кислородных индексов $6.35 < x < 6.4$ до сих пор остается одной из наиболее интригующих особенностей слабодопированных купратных систем. Из нейтронографии [1, 2] известно, что в антиферромагнитной фазе $YBa_2Cu_3O_x$ имеет коллинеарную спиновую структуру с направлением спинов, параллельным осям [100] или [010]. Эквивалентность этих направлений в тетрагональной фазе приводит к разбиению объема образца на 90-градусные антиферромагнитные домены. Опубликованное недавно нейтронографическое исследование системы $YBa_2Cu_3O_{6.3}$ [2] представило доказательства существования антиферромагнитной доменной структуры (АДС) и ее перестройки в магнитном поле. Согласно [2], магнитное поле, лежащее в плоскости ab , стремится переориентировать спиновые оси различных доменов в положение, перпендикулярное полю. Этот результат находится в согласии с теоретическим анализом [3], предсказывающим переход магнитной структуры YBCO в спин-флоп-фазу, если поле выше определенного значения приложено вдоль направлений спинов. Для обычных антиферромагнитных металлов известно (см., например, [4]), что перестройка АДС заметным образом проявляется в транспортных свойствах и, в частности, в магнетосопротивлении (МС). В недавней работе [5], в которой исследовалось МС антиферромагнитных монокристаллов системы $YBaCuO$, были обнаружены гистерезисные явления при низких температурах. Результаты этой работы, с нашей точки зрения, могли бы быть интерпретированы с позиций спин-флоп-перехода. Настоящая статья посвящена изучению влияния переориентации магнитной структуры на МС и электросопротивление системы $TmBa_2Cu_3O_{6.3}$ [6].

Методика эксперимента и результаты. Монокристаллы $TmBa_2Cu_3O_x$ были выращены методом раствора в расплаве в алуновом тиглях. Анализ образцов

¹⁾ e-mail: amitin@casper.che.nsk.su

данной партии показал, что содержание алюминия в них не превышает 1% [7]. Основным объектом исследования служила монокристаллическая пластинка с содержанием кислорода $x = 6.3$ и размерами $1.5 \times 0.2 \times 0.03$ мм (наименьший размер вдоль оси c). Совместно с основным образцом #1 исследовались вырезанные из той же партии образцы #2 ($x = 6.4$, размеры $1.5 \times 0.2 \times 0.03$ мм) и #3 ($x = 6.3$, размеры $0.5 \times 0.5 \times 1.0$ мм). Рабочий ток в образцах #1 и #2 лежал в плоскости ab , а в образце #3 – вдоль оси c . Образцы #1 и #3 отжигались совместно для получения одинакового кислородного содержания. Образцы были смонтированы на вращающейся каретке таким образом, что магнитное поле всегда лежало в плоскости ab для образцов #1 и #2 и в плоскости, нормальной к ab , для образца #3. Поле до 12 Тл создавалось сверхпроводящим соленоидом фирмы Oxford Instruments. Температура измерялась термометром сопротивления TCU-2, калиброванным в магнитном поле.

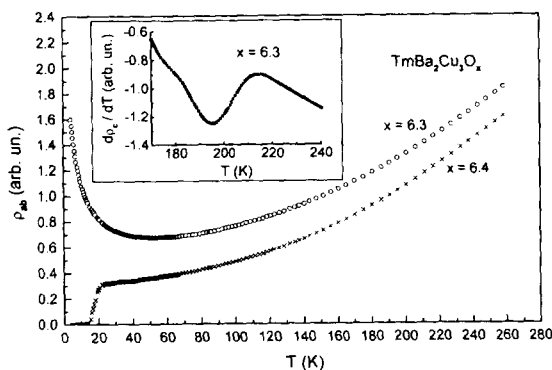


Рис.1. Температурные зависимости ab -сопротивления монокристаллов $TmBa_2Cu_3O_x$: \circ – образец #1 ($x = 6.3$); \times – образец #2 ($x = 6.4$). На вставке изображена производная сопротивления вдоль оси c образца #3 ($x = 6.3$) в окрестности точки Нееля

На рис.1 представлены температурные зависимости сопротивления образцов #1 и #2. Видно, что кривые $\rho_{ab}(T)$ для кислородных концентраций $x = 6.3$ и $x = 6.4$ кардинально отличаются в области низких температур, где для образца #2 имеется сверхпроводящий переход ($T_c \approx 15$ К). Для образца #1 с понижением температуры сопротивление резко возрастает, что может указывать на немагнитный характер основного состояния. Температура Нееля для концентрации кислорода $x = 6.3$ (образцы #1 и #3) составляет $T_N \approx 195$ К. При этой температуре наблюдается характерная аномалия производной c -сопротивления (см. вставку на рис.1). Примечательно, что на зависимости $\rho_{ab}(T)$ образца #1 не заметно каких-либо особенностей в районе точки Нееля. На этот факт ранее указывалось в [7].

Типичные полевые зависимости МС образца #1 показаны на рис.2(а-с). Графики даны для двух ориентаций (относительно тока) магнитного поля: $H \parallel I$ и $H \perp I$. Перед снятием каждой кривой образец отогревался до температуры 240 К, превышающей T_N , для исключения магнитной предыстории, поскольку имели место выраженные гистерезисные явления. Гистерезис был, очевидно, связан с наличием магнитного упорядочения в образце #1 для "немагнитного" образца #2 он не наблюдался. Для двух выбранных направлений поля гистерезис отличался знаком: разность кривых $\rho(H)$, полученных при увеличении и уменьшении поля, была отрицательной для $H \perp I$ и положительной для $H \parallel I$. По абсолютной же величине эти разности были идентичны для данных направлений в пределах точности эксперимента. Это наблюдение позволило разделить магнетосопротивление на две

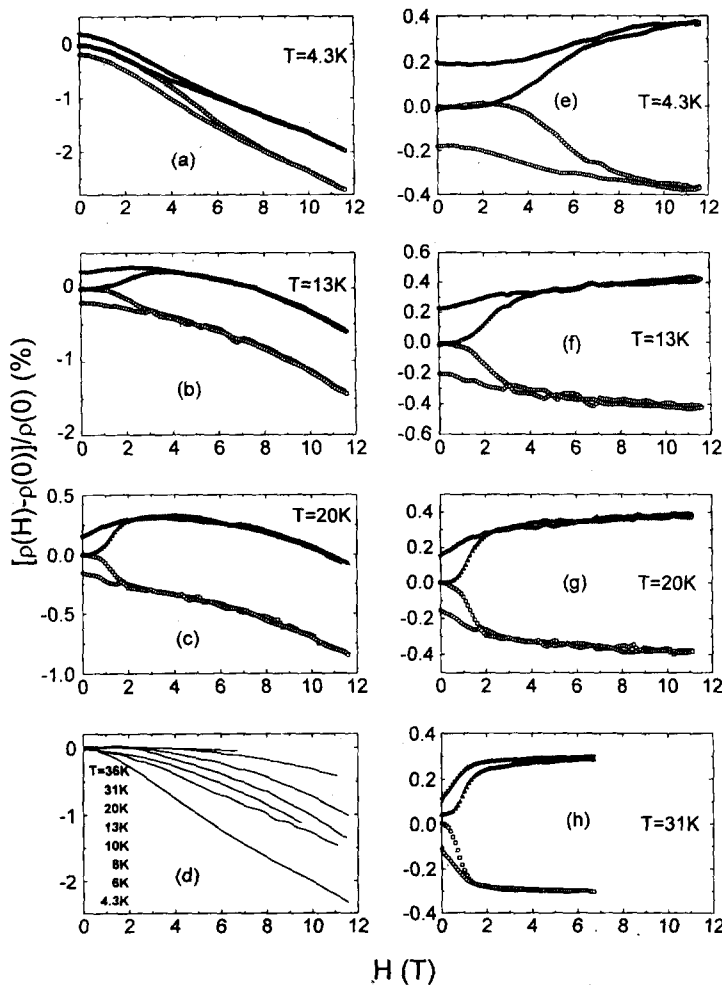


Рис.2. Разделение составляющих магнетосопротивления: *a, b, c* – типичные полевые зависимости МС в *ab*-плоскости монокристалла $TmBa_2Cu_3O_{6.3}$ (образец #1) при низких температурах. Верхняя и нижняя части гистерезисных кривых относятся к геометрии соответственно $H \perp c$ и $H \perp I$; *d* – полевые зависимости фонового МС при различных температурах; *e–h* – примеры полевых зависимостей анизотропной составляющей МС

составляющие: обладающую гистерезисом анизотропную –

$$\left(\frac{\Delta\rho}{\rho_0}\right)_a = \pm \frac{(\rho(H^\perp) - \rho(H^\parallel))}{2\rho(0)}$$

и безгистерезисную, фоновую –

$$\left(\frac{\Delta\rho}{\rho_0}\right)_b = \frac{(\rho(H^\perp) + \rho(H^\parallel)) - 2\rho(0)}{2\rho(0)}$$

В этих выражениях $\rho(H^\perp)$ и $\rho(H^\parallel)$ – кривые, полученные как при увеличении, так и при уменьшении поля, а $\rho(0)$ – исходное (до воздействия магнитного поля) сопротивление образца.

На рис.2(*e–g*) представлено поведение анизотропной составляющей МС образца #1 при различных температурах. Исходя из вида зависимостей $(\Delta\rho/\rho_0)_a(H)$ можно предположить, что они описывают переход между двумя состояниями, происходящий вблизи некоторого порогового значения поля H_c . С учетом нейтронных данных

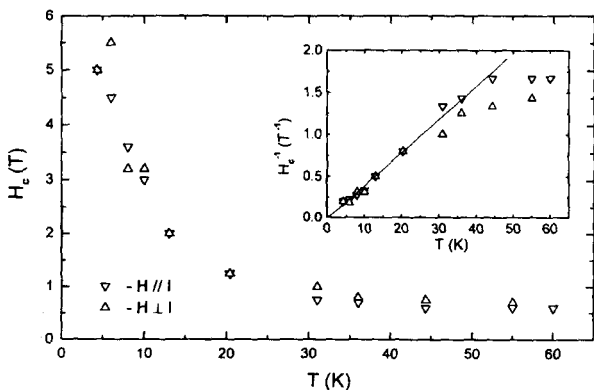


Рис.3. Зависимость порогового поля H_c от температуры, найденная из анализа полевых зависимостей необратимого магнетосопротивления. Символами Δ и ∇ обозначены данные, соответствующие геометриям $H \perp I$ и $H \parallel I$. Значения H_c определялись по экстремуму производной $d\rho/dH$ на кривой, полученной при первом увеличении поля. На вставке показана зависимость обратного порогового поля от температуры

[2] естественно считать состояние образца в слабых полях ($H < H_c$) многодоменным, а в сильных полях ($H \gg H_c$) – однодоменным с ориентацией спинов, перпендикулярной полю (спин-флоп-фаза). Величина H_c находилась по экстремуму производной $d\rho/dH$ на кривой $\rho(H)$, полученной при первом (после снятия магнитной предыстории) увеличении поля. Определенное таким способом пороговое поле имело близкие значения для направлений магнитного поля $H \parallel I$ и $H \perp I$. На рис.3 показано изменение H_c с температурой. Видно, что при низких температурах пороговое поле убывает по закону, близкому к $H_c \sim T^{-1}$, а при высоких – стабилизируется около $H_c \sim 0.7$ Тл. С увеличением температуры изменяется и характер гистерезиса анизотропного МС. Согласно рис.2, до температуры 13 К величина гистерезиса при $H = 0$ сохраняет приблизительно постоянное значение, равное $(0.2 \pm 0.03)\%$. При более высоких температурах начинается регулярное снижение гистерезиса, что может быть связано с частичной реставрацией АДС. Аналогичное поведение характерно для анизотропного МС, полученного в области больших полей $H \gg H_c$, где $(\Delta\rho/\rho_0)_a$ имеет тенденцию к насыщению. Отличие состоит в том, что в области однодоменности ($T \leq 13$ К) $(\Delta\rho/\rho_0)_a|_{H \gg H_c} \approx (0.4 \pm 0.03)\%$, что вдвое превышает значения $(\Delta\rho/\rho_0)_a|_{H=0}$.

Фоновая составляющая МС имела отрицательный знак для низкотемпературной и положительный – для высокотемпературной областей. Ее зависимость от поля была близка к квадратичной $(\Delta\rho/\rho_0)_b \sim KH^2$, что согласуется с результатами работы [5]. Немонотонное поведение коэффициента K с изменением знака в районе 55 К качественно соответствует температурному ходу производной сопротивления образца #1. На рис.4 приведено количественное сопоставление $K(T)$ и $d\rho/dT(T)$, из которого можно заключить, что при низких температурах эти величины изменяются подобным образом.

Обсуждение результатов. Таким образом, магнетосопротивление в ab -плоскости магнитоупорядоченного кристалла $TmBa_2Cu_3O_{6.3}$ включает фоновую и анизотропную компоненты. Последняя, по-видимому, отражает перестройку АДС в магнитном поле, а именно, переориентацию спиновых плоскостей различных доменов в однодоменное состояние, соответствующее спин-флоп-фазе. В таком случае пороговое поле спиновой переориентации определяется как $H_c = \sqrt{2H_A \cdot H_E}$, где H_A и H_E – поле анизотропии и обменное поле, соответственно. В интересующем нас диапазоне температур $T \ll T_N$ изменение H_c отражает температурный ход поля анизотропии, который, таким образом, оказывается близким к $H_a \propto T^{-2}$.

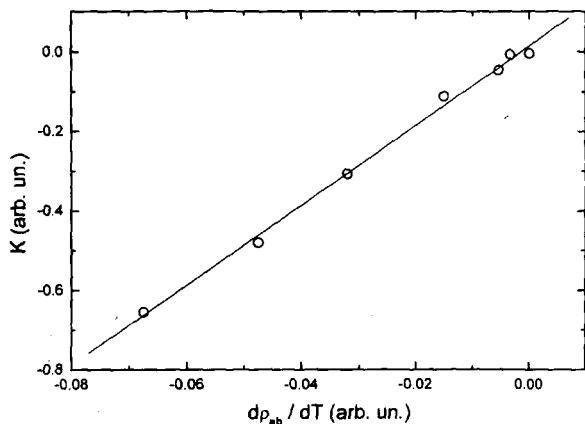


Рис.4. Сопоставление значений коэффициента фонового магнетосопротивления K и производной сопротивления $d\rho_{ab}/dT$ образца #1 в диапазоне температур 8 – 53 К

Наличие гистерезиса в анизотропном МС говорит о полной или частичной необратимости перестройки АДС. Мерой необратимости может служить величина $(\Delta\rho/\rho_0)_{a|H=0}$. Подобное изменение $(\Delta\rho/\rho_0)_{a|H=0}$ и $(\Delta\rho/\rho_0)_{a|H \gg H_c}$ с температурой указывает, возможно, на их одинаковое происхождение. Мы полагаем, что обе эти величины характеризуют анизотропию магнитной части ab -сопротивления системы $TmBa_2Cu_3O_x$. Тот факт, что в однодоменном состоянии значения анизотропного МС при $H = 0$ вдвое меньше, чем при $H \gg H_c$, может объясняться разворотом спинов к ближайшей легкой оси (ребру тетрагональной ячейки) после выключения поля.

В принципе, изменение сопротивления образца при перестройке АДС помимо анизотропного вклада, связанного с переориентацией спиновой структуры, должно включать в себя также вклад, обусловленный исчезновением или уменьшением рассеяния на доменных границах. Так, в работе [4], в которой изучалась переориентация АС европия в магнитном поле, доменный вклад достигал 60% от анизотропного необратимого магнетосопротивления. Из рис.2 следует, что необратимое магнетосопротивление $TmBaCuO$ не содержит значительного доменного рассеяния. В противном случае положительный и отрицательный необратимые вклады не могли бы быть симметричными практически для всех температур диапазона однодоменности ($T \leq 13$ К).

Обращает на себя внимание небольшая величина анизотропного МС, связанного с переориентацией спиновой структуры, $-0.2-0.4\%$ в диапазоне температур $T < 20$ К. В частности, для европия в однодоменном состоянии аналогичная величина достигала 8% [4]. Оценки показывают, что такое различие может объясняться малостью спинового рассеяния в $TmBaCuO$, обусловленной малой величиной спина иона Cu^{2+} . Действительно, масштаб одноэлектронного спинового рассеяния определяется произведением $S(S+1)$, где S – спин магнитного иона. Считая, что в рассеянии участвуют спины ионов Cu^{2+} ($S = 1/2$), мы получаем вклад спинового рассеяния в 21 раз меньше, чем в европии, имеющем спин $S = 7/2$, что соответствует эксперименту. В данной статье мы не касаемся эффектов сильной электронной корреляции, характерных для купратных соединений. Вопрос о влиянии этих эффектов на перестройку АДС и процессы электрон-спинового рассеяния остается открытым. Альтернативное объяснение анизотропного МС может быть связано с влиянием магнитной структуры на спектр носителей, то есть с эффектом сверхзонного расщепления. Для $TmBaCuO$ этот эффект носит сложный характер, поскольку магнитная периодичность, удвоен-

ная по сравнению с кристаллической, имеет место вдоль обоих ребер тетрагональной ячейки. Возможно, анизотропия, которую мы наблюдаем, представляет собой разность между сверхзонными эффектами для взаимно перпендикулярных направлений в CuO_2 -слое.

Что касается фоновой компоненты, то ее основные особенности – независимость от ориентации магнитного поля и пропорциональность производной сопротивления – пока не получили исчерпывающего объяснения. В качестве возможной причины появления изотропного отрицательного магнетосопротивления мы рассматриваем изменение условий локализации носителей в магнитном поле.

Авторы благодарны И.Н.Куропятнику за помощь в аттестации образцов. Работа поддерживается Государственной программой "Высокотемпературная сверхпроводимость" (грант #98-009), программой "Университеты России" (грант #1785) и ФЦП "Интеграция" (грант #274).

-
1. J.M.Tranquada, D.E.Cox, W.Kunnman et al. Phys. Rev. Lett. **60**, 156 (1988).
 2. P.Burlet, J.Y.Henry, and L.P.Regnault, Physica **C296**, 205 (1998).
 3. В.Г.Барьяхтар, В.М.Локтев, Д.А.Яблонский, СФХТ **2**, 32 (1989).
 4. Л.А.Боярский, В.Я.Диковский, ФНТ **2**, 1297 (1976).
 5. Y.Ando, A.N.Lavrov, and K.Segawa, Cond-Mat./9905071 (1999).
 6. L.S.Fritz and N.S.Dixon, Hyperfine Interactions **72**, Iss 1-3, 191 (1992).
 7. A.N.Lavrov and L.P. Kozeeva, Physica **C248**, 365 (1995).